

磁场抑制自然对流的能量涨落分析

赵良举¹, Daniel Henry², Hamda Benhadid²

(1. 重庆大学 动力工程学院, 重庆 400044; 2. Laboratoire de Mecanique des Fluides et de Acoustique, Ecole Central de Lyon, France)

摘 要: Bridgman 方法常用于制作高性能单晶体, 当晶体熔化时, 由于密度差引起的自然对流会导致晶体质量的下降, 通过外加磁场来抑制该自然对流, 用 Spectral element 方法对镓融体的三维非稳态自然对流进行了数值模拟, 得到了 $Pr=0.019$ 时, 无外加磁场、横向磁场和纵向磁场时的脉动动能以及对流、粘性耗散和浮力作用导致脉动动能涨落随时间的变化, 同时, 对脉动动能涨落中起主要作用的对流导致的能量涨落的各分量做了进一步分析。对流是导致的脉动动能涨落的主要因素, 而水平速度梯度是对流项的主要组成部分。

关键词: 磁场; 自然对流; 谱有限元模拟; 脉动动能涨落
中图分类号: O361.3 **文献标识码:** A

1 引言

高质量的单晶体的制备是高科技的基础, Bridgman 方法是熔体中生长晶体的常用方法。熔体在被加热融化至拉出生成晶体过程中, 在熔体内的温差将导致自然对流(有自由表面时还应考虑表面张力作用), 从而导致生产的晶体出现条纹等瑕疵^[1], 因此国内外学者作了大量的实验研究和数值模拟分析, 以期掌握自然对流的原理和提出有效抑制对流的方法。Hurle 等人在 1974 年提出了用磁场抑制自然对流的方法, 至今其机理仍在研究之中^[2]。

本文工作是法国中央理工大学与英国曼彻斯特大学合作项目的一部分。Hof 在 2001 年完成了长宽高比为 5:1.3:1 的长方体腔体内镓熔体的自然对流, 以及不同方向磁场作用时抑制流动的实验^[3]。本文将用谱有限元(Spectral Element)方法对磁场作用下的三维非定常自然对流进行数值模拟, 得到无磁场作用, 横向、纵向磁场作用下的流场、温度场空间分布, 得到了 $Pr=0.019$ 时, 无外加磁场、横向磁场和纵向磁场时的脉动动能以及对流、粘性耗散和浮力作用导致的脉动动能涨落随时间的变化, 同时,

对脉动动能涨落中起主要作用的对流导致的能量涨落的各分量做了进一步分析。对流是导致脉动动能涨落的主要因素, 而水平速度梯度是对流项的主要组成部分。

2 数学模型与数值计算方法

2.1 物理模型与控制方程

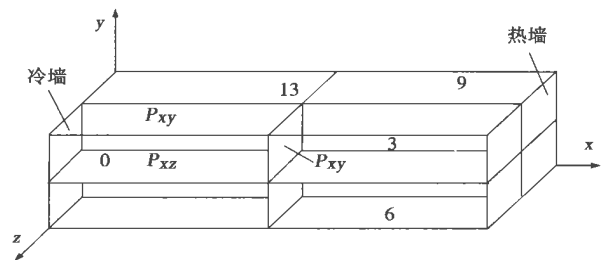


图 1 Bridgman 方法制晶体的物理模型

抽象出的物理模型如图 1 所示, 长宽高比为 5:1.3:1 的长方体腔四周壁绝热, 端壁温差为 ΔT , 镓熔体具有电导率 σ_e , 外磁场定常, 磁场强度 B_0 。假设流体为不可压缩的牛顿流体, 具有定常的运动粘度 ν 和导热系数 α , 根据 Boussinesq 假设, 除了浮力项外, 密度取为定值, 对浮力项 $\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0))$, β 为热膨胀系数, ρ_0 为参考温度 T_0 下流体的密度。

磁场 $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b}$, \vec{B}_0 为施加的外磁场, \vec{b} 为感应磁场, 通常其值很小, 可以忽略, $\vec{B} = \vec{B}_0$ 。分别用 H , H^2/ν , $\sqrt{Gr\nu}/H$, $\Delta T/A_x$ 和 $\nu\sqrt{Gr}B_0$ 作无量纲化尺度对长度、时间、速度、温度和感应电势进行无量纲化, 可得到无量纲参数 Grashoff 数 $Gr(\beta g \Delta T H^3/\nu^2 A_x)$, Prandtl 数 $Pr(\nu/\alpha)$ 和 Hartmann 数 $Ha(B_0 H$

$\sqrt{\sigma_e / \rho_0 \nu}$) 和无量纲控制方程如下:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + \sqrt{Gr} (\vec{V} \cdot \nabla) \vec{V} = -\nabla p + \nabla^2 \vec{V} +$$

$$\sqrt{Gr} Te_y + Ha^2 J \times e_{B_0} \tag{2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \sqrt{Gr} (\vec{V} \cdot \nabla) T = \frac{1}{Pr} \nabla^2 T \tag{3}$$

其中: 体积力项 $Ha^2 J \times e_{B_0}$ 为洛仑兹力, 是感应电流密度 J 与外加磁场相互作用的结果。根据欧姆定律有:

$$J = -\nabla \Phi + \vec{V} \times e_{B_0} \tag{4}$$

Φ 为无量纲电势。在所有边界上满足电绝缘 $J \cdot \vec{n} = 0$, 根据电流密度的守恒性, $\nabla \cdot \vec{J} = 0$, 因而:

$$\nabla^2 \Phi = e_{B_0} \cdot (\nabla \times \vec{V}) \tag{5}$$

2.2 数值计算方法

用谱有限元 Galerkin 方法进行求解, 三维空间用 Legendre 函数进行离散, 用 Gauss-Lobatto 积分后得到离散方程, 其中对非稳态项采用高阶的离散格式^[5,8], 为了防止混淆, 非线性项 $N(\vec{V}^n)$ 写成以下形式: $(\vec{V}^n \cdot \nabla) \vec{V}^n = 0.5[\vec{V}^n \cdot \nabla \vec{V}^n + \nabla \cdot (\vec{V}^n \vec{V}^n)]$, 上标 n 代表迭代第 n 步的结果。求解时分三步进行:

第一步主要考虑非线性项的影响,

$$\vec{V}^{n+1/3} - \sum_{q=0}^{J-1} \alpha_q \vec{V}^{n-q} = \Delta t \left\{ \sum_{q=0}^{J-1} \beta_q [-N(\vec{V}^{n-q})] + Gr \theta e_z + Ha^2 J \times e_{B_0} \right\} \tag{6}$$

式中: α_q, β_q 分别为隐/显式的二阶刚度稳定系统的加权系数。

第二步考虑压力梯度的影响, 同时此步解出的

速度 $\vec{V}^{n+2/3}$ 满足连续性约束条件,

$$\vec{V}^{n+2/3} - \vec{V}^{n+1/3} = \Delta t \nabla p^{n+1} \tag{7}$$

$$\nabla \cdot \vec{V}^{n+2/3} = 0 \tag{8}$$

最后一步考虑粘性项的影响和引入边界条件,

$$\gamma_0 \vec{V}^{n+1} - \vec{V}^{n+2/3} = \Delta t \nabla^2 \vec{V}^{n+1} \tag{9}$$

γ_0 是向后差分格式的加权系数。第二步从压力方程开始求解:

$$\nabla^2 p^{n+1} = \nabla \cdot \left[\frac{\vec{V}^{n+1/3}}{\Delta t} \right] \tag{10}$$

相关的边界条件是从动量方程得来, 线性项表

示为:

$$\nabla^2 \vec{V}^n = \nabla (\nabla \cdot \vec{V}^n) + \nabla \times \nabla \times \vec{V}^n, \text{ 则:}$$

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \vec{n} \cdot \left(-\sum_{q=0}^{J-1} \beta_q (N(\vec{V}^{n-q}) + \nabla \times (\nabla \times \vec{V}^{n-q}) + Gr \theta e_z + Ha^2 J \times e_B) \right) \tag{11}$$

\vec{n} 代表边界面的法线。

对能量方程的求解采用相同的离散格式, 非线性项可写为:

$$N(T^n) = 0.5[\vec{V}^n \cdot \nabla T^n + \nabla \cdot (\vec{V}^n T^n)], \text{ 则有:}$$

$$T^{n+1/3} - \sum_{q=0}^{J-1} \alpha_q T^{n-q} = \Delta t \sum_{q=0}^{J-1} \beta_q [-N(T^{n-q})] \tag{12}$$

$$T^{n+2/3} - T^{n+1/3} = 0 \tag{13}$$

$$\gamma_0 T^{n+1} - T^{n+2/3} = \Delta t \nabla^2 T^{n+1} \tag{14}$$

由于没有压力项, 能量方程的求解相对简单, 中间步的结果相等, $T^{n+2/3} = T^{n+1/3}$ 。以上各方程中的系数见表 1。

表 1 高阶格式中的加权系数

系数	1阶(J=1)	2阶(J=2)	3阶(J=3)
γ_0	1	3/2	11/6
α_0	1	2	3
α_1	0	-1/2	-3/2
α_2	0	0	1/3
β_0	1	2	3
β_1	0	-1	-3
β_2	0	0	1

3 计算网格的选取

计算前, 对不同网格 $30 \times 14 \times 16, 34 \times 16 \times 16, 36 \times 18 \times 16$ 和 $40 \times 18 \times 16, Gr = 37500, Pr = 0.018, Ha = 0$ 的流动进行了计算比较, 测试程序并选取最优的网格。表 2 中, $u_{max}, V_{max}, W_{max}$ 分别为三个方向上速度的最大值, 考虑计算时间和计算精度, 最后选取了 $36 \times 18 \times 16$ 的网格。同时对长宽高比为 4 : 1 : 1 腔体的自然对流进行模拟计算, 计算结果与文献 [5] 进行比较, 结果吻合。

表 2 不同网格的计算结果比较

网格	u_{max}	V_{max}	W_{max}
$30 \times 14 \times 16$	1.261 00	0.526 789	0.253 496
$34 \times 16 \times 16$	1.259 30	0.526 972	0.272 197
$36 \times 18 \times 16$	1.252 22	0.522 735	0.272 876
$40 \times 18 \times 16$	1.252 26	0.538 592	0.263 562

4 脉动动能涨落的求解

控制方程(1)(2)的张量形式为:

$$\frac{\partial V_j}{\partial x_j} = 0 \quad (15)$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \sqrt{Gr} V_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \sqrt{Gr} T \hat{\varphi}_2 + Ha^2 [\vec{J} \times \vec{e}_{B_0}]_i \quad (16)$$

其中: $\hat{\varphi}$ 为克罗内克算子, $[\vec{J} \times \vec{e}_{B_0}]_i$ 为洛伦兹力的分量. 用 \bar{V}_j , \bar{T}_j 和 V'_j , T'_j 代表速度和温度的平均值和脉动值, 有 $V_j = \bar{V}_j + V'_j$, $T_j = \bar{T}_j + T'_j$. 方程 (15) 为:

$$\frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_j} + \frac{\partial V'_j}{\partial x_j} = 0 \quad (17)$$

无源流动, 有:

$$\frac{\partial \bar{V}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (18)$$

因而:

$$\frac{\partial V'_j}{\partial x_j} = 0 \quad (19)$$

式(16)左右两边乘以 V'_i 并整理可得:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{V'_i V'_i}{2} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sqrt{Gr} \bar{V}_i \bar{V}_j V'_i + p V'_i + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} V'_i + \sqrt{Gr} V_j \frac{V'_i V'_i}{2} \right] + \left[\sqrt{Gr} \bar{V}_i \bar{V}_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} \frac{\partial V'_i}{\partial x_j} + \sqrt{Gr} \bar{T} V'_i \hat{\varphi}_2 + Ha^2 V'_i [\vec{J}_i \times \vec{e}_{B_0}]_i \right] + \left[- \sqrt{Gr} V'_i V'_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \left(\frac{\partial V'_i}{\partial x_j} \right)^2 + \sqrt{Gr} T' V'_i \hat{\varphi}_2 + Ha^2 V'_i [\vec{J}' \times \vec{e}_{B_0}]_i \right] \quad (20)$$

在整个区域内积分:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{\Omega} \frac{V_i V'_i}{2} d\Omega \right] = - \int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sqrt{Gr} \bar{V}_i \bar{V}_j V'_i + p V'_i + \frac{\partial V_i}{\partial x_j} V'_i + V'_j + \sqrt{Gr} V_j \frac{V'_i V'_i}{2} \right] d\Omega + \int_{\Omega} \left[\sqrt{Gr} \bar{V}_i \bar{V}_j \frac{\partial V'_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} \frac{\partial V'_i}{\partial x_j} + \sqrt{Gr} \bar{T} V'_i \hat{\varphi}_2 + Ha^2 V'_i [\vec{J}_i \times \vec{e}_{B_0}]_i \right] d\Omega + \int_{\Omega} \left[- \sqrt{Gr} V'_i V'_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \left(\frac{\partial V'_i}{\partial x_j} \right)^2 + \sqrt{Gr} T' V'_i \hat{\varphi}_2 + Ha^2 V'_i [\vec{J}' \times \vec{e}_{B_0}]_i \right] d\Omega \quad (21)$$

式(21)中第一部分由高斯散度定理可得, 对无源无汇的流动积分为零, 对周期性振荡运动第二部分积分也为零, 因此有,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\int_{\Omega} \frac{V'_i V'_i}{2} d\Omega \right] = \int_{\Omega} \left[- \sqrt{Gr} V'_i V'_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} - \left(\frac{\partial V'_i}{\partial x_j} \right)^2 + \sqrt{Gr} T' V'_i \hat{\varphi}_2 + Ha^2 V'_i [\vec{J}' \times \vec{e}_{B_0}]_i \right] d\Omega$$

$$\left[\left(\frac{\partial V'_i}{\partial x_j} \right)^2 + \sqrt{Gr} V'_i T' \hat{\varphi}_2 + Ha^2 V'_i [\vec{J}' \times \vec{e}_{B_0}]_i \right] d\Omega \quad (22)$$

用 k 代表脉动动能, $k = \frac{V'_i V'_i}{2}$; 积分 $K = \int_{\Omega} \frac{V'_i V'_i}{2} d\Omega$, K 则为整个腔体的脉动动能, 式(22)可

表示为:

$$\frac{\partial K}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{\Omega} k d\Omega \right) = E_{cps} + E_{adv} + E_{cbuoy} + E_{cmag} \quad (23)$$

$\frac{\partial K}{\partial t}$ 代表整个腔体的脉动动能随时间的变化, 本文简

称脉动动能涨落,

其中:

$$E_{cps} = - \int_{\Omega} \sqrt{Gr} V'_i V'_j \frac{\partial \bar{V}_i}{\partial x_j} d\Omega \quad (24)$$

$$E_{adv} = - \int_{\Omega} \left(\frac{\partial V'_i}{\partial x_j} \right)^2 d\Omega \quad (25)$$

$$E_{cbuoy} = \int_{\Omega} \sqrt{Gr} V'_i T' \hat{\varphi}_2 d\Omega \quad (26)$$

$$E_{cmag} = Ha^2 \int_{\Omega} V'_i [\vec{J}' \times \vec{e}_{B_0}]_i d\Omega \quad (27)$$

其中: E_{cps} 、 E_{adv} 、 E_{cbuoy} 和 E_{cmag} 分别代表对流、粘性耗散、浮力和洛伦兹力作用对脉动动能涨落的影响。

5 结果与讨论

求解时, 首先得到周期性振荡运动解, 然后计算各网格点上的一个周期的各速度分量平均值和温度平均值, 然后求解各速度和温度脉动值, 并积分求解 E_{cps} 、 E_{adv} 、 E_{cbuoy} 和 E_{cmag} , 对计算结果分析如下。

5.1 脉动动能涨落

如图 2 所示, 脉动动能涨落 (dk/dt 代表 $\frac{\partial K}{\partial t}$) 主要由对流作用 E_{cps} 引起, 粘性耗散作用 E_{adv} 是主要的缓冲阻力, 这与 Benhadid^[7] 和 Henry^[9] 的结果一致. 由于速度波动将导致感应电流波动而使洛伦兹力波动, 而导致的脉动动能涨落 E_{cmag} , 以及浮力项的作用 E_{cbuoy} 都小于 E_{cps} 和 E_{adv} . 从图 3 ~ 图 4 中可知, 对于纵向磁场 (z 方向) 和横向磁场 (x 方向), E_{cmag} 总是小于零, 说明了其对动能涨落总是起着阻滞作用。

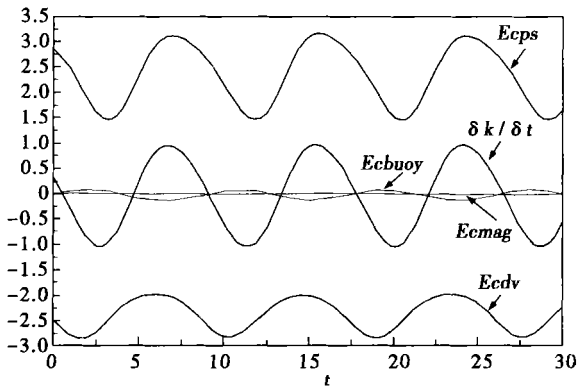


图 2 无磁场时的脉动动能涨落
($Ha = 0, Gr = 52900, Pr = 0.019$)

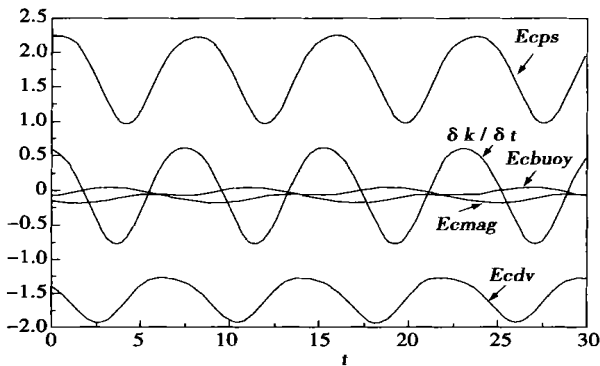


图 3 纵向磁场时的脉动动能涨落
($Ha = 4.4, Gr = 60000, Pr = 0.019$)

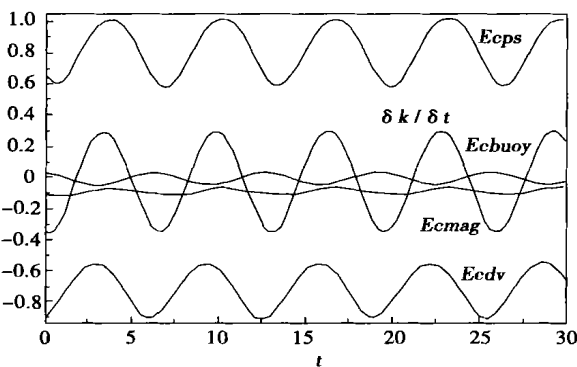


图 4 横向磁场时的脉动动能涨落
($Ha = 17.5, Gr = 60000, Pr = 0.019$)

5.2 对流导致脉动动能涨落

平均速度梯度是对流项中的主要组成, 是影响脉动动能涨落的主要因素, 它由 9 个部分组成, 即 $\overline{u}, \overline{v}, \overline{w}$ 在 x, y, z 方向上的梯度。由计算发现, 由平均速度梯度起主要作用的对流导致的脉动动能涨落,

水平平均速度梯度 $\frac{\partial \overline{u}}{\partial x_j}$ 起的作用最大, 垂直平均速度梯度 $\frac{\partial \overline{v}}{\partial x_j}$ 作用相对较小, 纵向平均速度梯度 $\frac{\partial \overline{w}}{\partial x_j}$ 对脉动动能涨落的作用可以忽略。如图 5 所示, $\int_{\Omega} u'v'$ $\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} d\Omega$ (图中 $Ecdudy$) 总是大于零, 是 $Ecps$ 的最主要组成部分; $\int_{\Omega} u'u' \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} d\Omega$ ($Ecdudx$) 和 $\int_{\Omega} u'w' \frac{\partial \overline{u}}{\partial z} d\Omega$ ($Ecdudz$) 也较大; $\int_{\Omega} w'v' \frac{\partial \overline{w}}{\partial y} d\Omega$, $\int_{\Omega} w'u' \frac{\partial \overline{w}}{\partial x} d\Omega$, $\int_{\Omega} w'w' \frac{\partial \overline{w}}{\partial z} d\Omega$ 导致的动能涨落很小; 可以忽略。从图中还可知, $\int_{\Omega} v'v' \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} d\Omega$ ($Ecdvdy$)、 $\int_{\Omega} v'u' \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} d\Omega$ ($Ecdvdx$) 和 $\int_{\Omega} v'w' \frac{\partial \overline{v}}{\partial z} d\Omega$ ($Ecdvdz$) 的作用也相对较小。

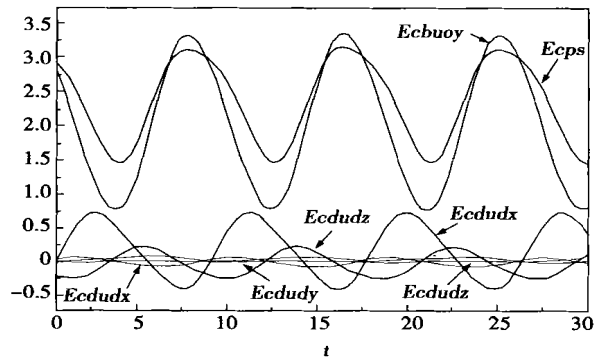


图 5 对流导致的脉动动能涨落
($Ha = 0, Gr = 52900, Pr = 0.019$)

5.3 对流项导致脉动动能涨落在空间的周期性变化

对流项 $V'_i V'_j \frac{\partial \overline{V}_i}{\partial x_j}$ 是脉动动能涨落的主要因素, 其等值线空间分布在水平中分面 P_{xz} 上的投影, 如图 6 所示, 分别为从一个周期的峰值开始 ($t = 0$), 按时间等分的 4 个空间分布, 图中涡中心点处为涨落最大值。如图可知, 对流项对脉动动能涨落的贡献主要集中在腔体中心部位, 这与流场在此有最大的速度梯度是吻合的。

6 结 论

(1) 对流是脉动动能涨落的主要动力, 而粘性

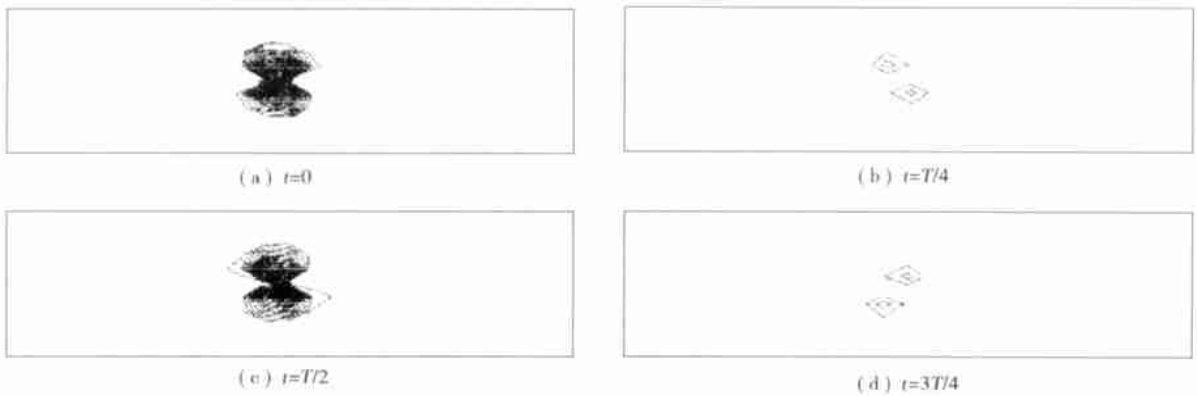


图 6 对流项导致脉动动能涨落周期性变化($Ha = 0$, $Gr = 52\,900$, $Pr = 0.019$)

力则是脉动动能涨落的主要阻滞力, 同时磁场作用会对脉动动能涨落起阻滞作用, 说明引入磁场可以改善晶体生长。

(2) 水平平均速度梯度引起的脉动动能涨落是 E_{qs} 的主要部分。

(3) 腔体中心部位由于具有较大的平均速度梯度, 因而是脉动动能涨落的主要来源地。

参考文献:

- [1] MULLER A, WIEHELM M. Periodische temperatur schwankungen in fluessigem insb alsursache schichtweisen einbaus von te in kristallisierendes insb[J]. *Z Naturf A*. 1964, **19**: 254—263.
- [2] HURLE D T J, JAKEMAN E, JOHNSON C P. Convective temperature oscillations in molten gallium[J]. *J Fluid Mech*. 1974, **63**(3): 565—576.
- [3] HOF B. A study of magnetohydrodynamic convection in liquid gallium [D]. *Thesis PHD of Univ Manchester*. 2001.
- [4] BENHADID H, HENRY D, KADDECHE S. 2D. Numerical study of convection in the horizontal Bridgman configuration under the action of

a constant magnetic field. Part 1. Two-dimensional flow[J]. *J Fluid Mech*. 1997, **333**: 23—56.

- [5] BENHADID H, HENRY D. 3D. Numerical study of convection in the horizontal Bridgman configuration under the action of a constant magnetic field. Part2. Three-dimensional flow[J]. *J Fluid Mech*. 1997, **333**: 57—83.
- [6] BENHADID H, ROUX B. Buoyancy-driven oscillatory flows in shallow cavities filled with low-prandtl number fluids In B Roux, edite: Numerical Simulation of Oscillating Convection in Low Pr Fluids[M]. Viewury. 1990.
- [7] BENHADID H, HENRY D, TOUIHRI R. Unsteady three-dimensional buoyancy driven convection in a circular cylindrical cavity and its damping bu magnetic field[J]. *J of Crystal Growth*. 1997, **180**: 433—442.
- [8] KARNIADAKIS G E, ISRAELI M, ORSZAG S A. High-order splitting method for the incompressible Navier-Stokes equations[J]. *J Comput Phys*. 1991, **97**: 414—443.
- [9] HENRY D, BUFFAT M. Two-and three-dimensional numerical simulations of the transition to oscillatory convection in low-prandtl-number fluids[J]. *J fluid Mech*. 1998, **374**: 147—171.

新材料·

燃气轮机叶片应用的镍合金

镍合金是用来制造燃气涡轮叶片和导向叶片的主要材料。在燃气轮机制造业中应用的镍合金通常有高的持久强度、疲劳强度和持久塑性特性, 并且在燃气轮机装置工作温度下结构和机械性能高度稳定。但是, 大多数镍合金在硫化物—氯化物腐蚀条件下的稳定性是不够的。硫化物—氯化物腐蚀是燃料燃烧产物对现代燃气涡轮叶片腐蚀的主要形式。

防止叶片腐蚀的问题是燃气轮机制造进一步发展道路上最重要问题之一。叶片耐蚀性的提高可以通过各种方法得到, 包括改进叶片材料的化学成份, 应用表面镀层、除去供入涡轮通流部分的燃料和空气中的有害杂质、向燃料中加入抑制剂、实施改进的结构和运行措施。

借助于给镍合金合理地加进合金成份, 可以达到防止叶片腐蚀具有良好效果。

(吉桂明 供稿)

jing, China, Post Code: 210096) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2004, 19(3). — 256 ~ 259

As a byproduct of crude refining process petroleum coke features a low ash content, moderate volatility and a high heating value. It contains a sizable quantity of metallic elements, such as vanadium and nickel as well as sulfur and nitrogen. During the combustion of petroleum coke these elements can cause in-boiler corrosion and fouling. After a technical study it is found that the mixed combustion of petroleum coke and coal in a circulating fluidized bed represents an effective and environment-friendly approach for the utilization of and heat recovery from the petroleum coke. To verify the above fact a study concerning the temperature profile obtained in the course of mixed combustion of petroleum coke and coal was performed on a circulating fluidized bed hot-state test rig with a heat input of 0.5 MW. The impact of various factors and parameters on the temperature profile in a boiler furnace was investigated. They include the different blending ratios of petroleum coke and coal, different boiler operating parameters, such as primary-air flow rate, excess air factor, Ca/S ratio and coal feed rate, etc. **Key words:** circulating fluidized bed, petroleum coke, coal, combustion of blended fuels, temperature profile

水煤膏管内层流和过渡区的阻力特性 = **Resistance Characteristics of Coal-water Paste in a Pipe at the Laminar Flow and Transition Zones** [刊, 汉] / LU ping (College of Power Engineering under the Nanjing Normal University, Nanjing, China, Post Code: 210042), ZHANG Ming-yao (Research Institute of Thermal Energy Engineering under the Southeastern University, Nanjing, China, Post Code: 210096) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2004, 19(3). — 260 ~ 264

Based on the analysis of slip flow mechanism in a non-Newtonian fluid pipe the authors have come up with a method for determining the resistance losses of coal water paste through the calculation of a generalized Reynolds number Reg for the in-pipe flow of coal water paste. The results of an analysis indicate that the generalized Reynolds number is suitable not only for non-Newtonian fluid flow with slip being present in a pipe, but also suited for non-Newtonian and Newtonian fluid flow without a slip. Test results show that the critical Reynolds number of the steady flow of coal water paste in the pipe is approximately 2100. The formula for calculating resistance factors for laminar flow zones with the use of a generalized Reynolds number is similar to the simplified form for Newtonian fluid, namely, $\lambda = 64 / Reg$. The resistance loss at a transition zone can approximately satisfy Blasius equation, namely, $\lambda = 0.316 Reg^{-0.25}$. **Key words:** coal-water paste, generalized Reynolds number, resistance characteristics, slip phenomena

磁场抑制自然对流的能量涨落分析 = **Analysis of the Kinetic Energy Fluctuations of Magnetic Field-suppressed Natural Convection** [刊, 汉] / ZHAO Liang-ju (Power Engineering Institute under the Chongqing University, Chongqing, China, Post Code: 400044), Daniel Henry, Hamda Benhadid (Laboratoire de Mecanique des Fluides et de Acoustique, Ecole Central de Lyon, France) // Journal of Engineering for Thermal Energy & Power. — 2004, 19(3). — 265 ~ 269

Bridgman method is often used for the fabrication of high-performance single crystals. During the melting of crystals the natural convection caused by a density difference will lead to a lowering of crystal quality. Through the use of an externally added magnetic field the natural convection was suppressed. By employing a spectral element method a numerical simulation was performed of the three-dimensional non-steady-state natural convection of a gallium melt. As a result, obtained was (when $Pr = 0.019$) a time-dependent variation of pulsating kinetic energy fluctuations caused by pulsating kinetic energy in the absence of an externally added magnetic field, transverse and longitudinal magnetic fields as well as by the convection, viscous dissipation and floating force action. Meanwhile, the various components representing energy fluctuations caused by the convection, which plays a major role in pulsation kinetic energy variation, undergo a further analysis. The convection is a key factor leading to fluctuations of pulsation kinetic energy, while the horizontal speed gradient constitutes a main constituent part of the convection item. **Key words:** magnetic field, natural convection, spectral finite element simulation, pulsating kinetic energy fluctuations